

## Эффект Фарадея плёнок ферромагнитных металлов в терагерцовой области спектра

М.А. Симдянова,<sup>1,\*</sup> А.Б. Грановский<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН  
Россия, 125412, Москва

<sup>3</sup>Самаркандский государственный университет. Узбекистан, 140104, Самарканд  
(Поступила в редакцию 25.05.2026; подписана в печать 27.05.2026)

В рамках уравнений Максвелла и кинетического уравнения Больцмана получены выражения для фарадеевского вращения плёнок ферромагнитных металлов в терагерцовой области спектра. Показано, что при доминирующем механизме асимметричного рассеяния аномального эффекта Холла фарадеевское вращение имеет корневую частотную зависимость и может достигать значений порядка  $10^2$  рад/см. Приведено сравнение магнитооптических эффектов в терагерцовой области спектра на отражении и пропускании.

PACS: 81.07.-b УДК: 537.622

Ключевые слова: эффект Фарадея, магнитооптические эффекты, ферромагнитные металлы, терагерцовая область спектра, аномальный эффект Холла.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2640501](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2640501)

### ВВЕДЕНИЕ

Терагерцовое излучение (ТИ) диапазона 0.1–10 ТГц (0.4–40 meV) принадлежит наименее освоенной области электромагнитного спектра, но уже находит применение в медицине и биологии, астрофизике, системах безопасности, контроле качества многослойных материалов, перспективно для создания мобильной связи поколения 6G [1, 2]. Недавно получила развитие и новая область спинтроники — терагерцовая спинтроника, основные задачи которой состоят в создании источников ТИ излучения, управлении параметрами ТИ, развитии ультраскоростной записи и обработки информации [3]. В последнее десятилетие предпринят ряд попыток управления поляризацией, эллиптичностью и интенсивностью ТИ с использованием отражения от или прохождения излучения через ферромагнитные и антиферромагнитные материалы [4–11]. По аналогии с магнитооптическими явлениями в видимой и инфракрасной областях спектра такие явления в терагерцовом диапазоне также называют магнитооптическими (МО) [4]. Так как нечётные по намагниченности МО-явления являются частотными аналогами аномального эффекта Холла (АЭХ), то изучение МО-явлений в терагерцовом диапазоне спектра позволяет выявить доминирующие механизмы АЭХ, а также спинового эффекта Холла, имеющего с АЭХ общую природу.

В работе [4] в диапазоне частот 0.2–2.2 ТГц изучен чётный МО эффект на прохождении ТИ в фер-

ромагнитном полупроводнике  $\text{HgCdCr}_2\text{Se}_4$  и получено вращение поляризации  $10^2$  рад/м за счёт линейного двулучепреломления и дихроизма, а также, возможно, частично за счёт магниторефрактивного эффекта [11]. В антиферромагнитном полуметалле Вейля  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  также обнаружен МО отклик на прохождении ТИ в терагерцовом диапазоне [5]. В работе [6] в геометрии эффекта Фарадея в широком диапазоне частот, включающем терагерцовый диапазон, изучалось прохождение ТИ через тонкие плёнки ферромагнитных металлов  $\text{Co}_{32}\text{Fe}_{68}$ ,  $\text{Gd}_{27}\text{Fe}_{71}$  и  $\text{DyCo}_5$ , и авторам впервые удалось экспериментально выявить частотную зависимость реальной и мнимой частей проводимости АЭХ.

В настоящей работе получены простые выражения для удельного фарадеевского вращения плоскости поляризации ферромагнитных металлов в терагерцовом диапазоне спектра при механизме асимметричного рассеяния АЭХ. Показано, что это вращение может достигать  $10^2$  рад/см и при этом частотные зависимости как действительной, так и мнимой частей проводимости АЭХ позволяют на качественном уровне объяснить имеющиеся экспериментальные данные.

### 1. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТА ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Так как частота ферромагнитного резонанса ферромагнетиков на 5–6 порядков меньше диапазона 0.1–10 ТГц, то можно пренебречь бигиротропией ферромагнитных металлов в терагерцовой области спектра и тогда оптические и МО-свойства опреде-

\* E-mail: [marina.simdyanova3103@mail.ru](mailto:marina.simdyanova3103@mail.ru)

ляются диагональными ( $\hat{\varepsilon}(\omega)$ ) и недиагональными ( $\varepsilon_{xy}(\omega) = -i\varepsilon M$ ) компонентами тензора диэлектрической проницаемости [12]:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon M & 0 \\ i\varepsilon M & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}.$$

Здесь магнитное поле и намагниченность направлены вдоль оси  $Oz$ , в линейном приближении по магнитному полю все диагональные компоненты тензора идентичны и не зависят от намагниченности. Нondiagonalные компоненты определяются влиянием спин-орбитального (СОВ) взаимодействия на межзонные и внутризонные переходы и пропорциональны намагниченности. Комплексный параметр  $M$  также называют МО-параметром. Тогда если комплексный показатель преломления  $N = n - ik$ , и  $M = M_1 - iM_2$ , то выражение для фарадеевского вращения имеет вид [12]:

$$\alpha = \frac{\omega}{2c} (nM_1 - kM_2). \quad (1)$$

Согласно уравнениям Максвелла,

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = \varepsilon_{1xx} + i \frac{4\pi\sigma_{xx}(\omega)}{\omega}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = \varepsilon_{1xy} + i \frac{4\pi\sigma_{xy}(\omega)}{\omega}, \quad (3)$$

где первый член отвечает за диэлектрическую проницаемость решетки и межзонные переходы. Для электронов проводимости в модели Друде  $\varepsilon_{1xx} = 1$ , а частотные зависимости диагональной и недиагональной (холловской) проводимости имеют следующий вид:

$$\sigma_{xx}(\omega) = \frac{\sigma_{xx}(0)}{1 - i\omega\tau}, \quad (4)$$

$$\sigma_{xy}(\omega) = \frac{\sigma_{xy}(0)}{(1 - i\omega\tau)^2}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{xx}(0) = ne^2\tau/m$  — диагональная статическая проводимость. Как хорошо известно [11], АЭХ определяется вкладами трёх конкурирующих механизмов: собственного (intrinsic) или, иначе, механизма связанного с фазой Берри, асимметричного рассеяния (skew scattering) и механизма бокового смещения (side-jump). Выражение (5) справедливо только для асимметричного рассеяния и для того случая, когда рассеяние на примесях, дефектах и фононах не является сильным [14].

Для металлов, металлических сплавов и нанокмпозитов «ферромагнитный металл-диэлектрик» с концентрацией металла больше порога перколяции в исследуемом диапазоне частот

$$\frac{\omega}{2\pi} = 10^{11} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$$

заведомо

$$\frac{4\pi\sigma_{xx}(0)}{\omega} \gg 1, \quad (6)$$

$$\omega\tau \ll 1. \quad (7)$$

Последнее соотношение (7) может нарушаться для очень чистых однокомпонентных металлов при гелиевых температурах, что мы не рассматриваем. В результате второе слагаемое в (2) становится преобладающим (как для действительной, так и мнимой частей) и без ограничения общности:

$$\varepsilon_{xx} = -4\pi\sigma_{xx}(0)\tau + i \frac{4\pi\sigma_{xx}(0)}{\omega}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{xy}$  и проводимости  $\sigma_{xy}(\omega)$ . Так как мы считаем, что в металлах магнитооптика связана с коллективизированными электронами, то вклад в  $\varepsilon_{1xy}$  решетки отсутствует, а вкладами межзонных переходов при условии  $\hbar\omega < kT$  пренебрегаем, и при условиях (6,7)

$$\varepsilon_{xy} = i \frac{4\pi\sigma_{xy}(0)}{\omega(1 - i\omega\tau)^2} = -8\pi\sigma_{xy}(0)\tau + i \frac{4\pi\sigma_{xy}(0)}{\omega}. \quad (9)$$

Учитывая определение МО-параметра  $M$ , выражения (8,9) и условия (6,7), после алгебраических вычислений получаем, что

$$M_1 = \frac{3\omega\tau\sigma_{xy}(0)}{\sigma_{xx}(0)}, \quad M_2 = \frac{\sigma_{xy}(0)}{\sigma_{xx}(0)}.$$

Для металлов при  $\omega\tau \ll 1$  и тогда [15]

$$n = k = \left( \frac{2\pi\sigma_{xx}(0)}{\omega} \right)^{1/2}.$$

Подставляя эти выражения в (1), получаем:

$$\alpha = -\frac{\omega}{2c} \left( \frac{2\pi\sigma_{xx}(0)}{\omega} \right)^{1/2} \frac{\sigma_{xy}(0)}{\sigma_{xx}(0)}. \quad (10)$$

Недиагональную статическую проводимость можно выразить через коэффициент АЭХ  $R_s$  или сопротивление Холла  $\rho_{Hall}$ . Сопротивление Холла можно записать в следующем виде:

$$\rho_{Hall} = R_0B + 4\pi R_s I \approx 4\pi R_s I, \quad (11)$$

где первый член описывает вклад нормального эффекта Холла, и он для большинства металлов много меньше второго вклада, описывающего АЭХ. Здесь  $I$  — намагниченность образца. Тогда из этого определения следует, что

$$R_s = \frac{\sigma_{xy}(0)}{4\pi I} \rho^2, \quad (12)$$

$$\sigma_{xy}(0) \approx \frac{\rho_{Hall}}{\rho^2}, \quad (13)$$

где  $\rho = \sigma_{xx}^{-1}(0)$  — электрическое сопротивление. Тогда выражение (10) можно записать в эквивалентном виде

$$\alpha = -\frac{\omega}{2c} \left( \frac{2\pi}{\omega\rho} \right)^{1/2} \frac{4\pi R_s I}{\rho} = -\frac{\omega}{2c} \left( \frac{2\pi}{\omega\rho} \right)^{1/2} \frac{\rho_{Hall}}{\rho}. \quad (14)$$

При характерных при комнатной температуре для ферромагнитных металлов значениях сопротивления  $\rho = 10 \mu\Omega\cdot\text{см}$  и значениях проводимости АЭХ  $\sigma_{xy}(0) = 300 (\Omega\cdot\text{см})^{-1}$  [6, 10] при частоте 1 ТГц получаем, что  $\alpha$  порядка  $10^2$  рад/см, то есть на два порядка больше, чем найдено в работе [4] для чётного МО-эффекта. Так как нечётный МО-эффект линейен по спин-орбитальному взаимодействию, тогда как чётный — квадратичен, то такое отличие закономерно. Гигантское фарадеевское вращение в металлах порядка  $10^2$  рад/см отнюдь не приводит к большим углам поворота поляризации ТИ в эксперименте. Сильное поглощение ТИ металлами позволяет для эксперимента использовать только ультратонкие плёнки толщиной не более 10–100 нм, и при этом полный угол фарадеевского вращения достигает всего нескольких угловых секунд, что хотя и мало, но достижимо в эксперименте. Очевидно, что в ферромагнитных полупроводниках эффект может быть значительно больше как за счёт меньшей величины проводимости, так и за счёт меньшего поглощения ТИ.

При выводе выражения (10) рассматривался механизм асимметричного рассеяния носителей тока. Для этого механизма, согласно (5), действительная часть  $\sigma_{xy}(\omega)$  должна быть много больше мнимой (в  $\sim 1/2\omega\tau$  раз), что действительно наблюдалось для плёнок  $\text{Co}_{32}\text{Fe}_{68}$ ,  $\text{Gd}_{27}\text{Fe}_{71}$  и  $\text{DyCo}_5$  (рис. 4 в работе [6]), а мнимая часть должна линейно зависеть от частоты, что также наблюдается для частот, не превышающих 10 ТГц. При собственном механизме, как показал расчёт в [6], при частотах ТИ, совпадающих с энергетическим расстоянием между расщеплёнными за счёт спин-орбитального взаимодействия зонами, аномальная холловская проводимость должна характеризоваться максимумами, что, однако, не наблюдается в эксперименте. Сильная спектральная зависимость проводимости Холла теоретически рассчитана и в работе [10]. Авторы работы [6] для объяснения этого противоречия с экспериментом вводят в расчёт затухание, которое сглаживает спектральную зависимость. Следует отметить, что введение затухания, то есть рассеяния, в собственный механизм АЭХ противоречит этому механизму, который считается независимым от рассеяния. Поэтому относительная роль собственного механизма и механизма бокового смещения в терагерцовой магнитооптике плёнок

$\text{Co}_{32}\text{Fe}_{68}$ ,  $\text{Gd}_{27}\text{Fe}_{71}$  и  $\text{DyCo}_5$  требует дополнительных исследований.

Интересно, что, согласно работе [7], для плёнки магнитного полуметалла  $\text{SrRuO}_3$  толщиной 10 нм при  $T = 10$  К на частоте 1 ТГц угол вращения Фарадея составляет  $2 \times 10^{-3}$  рад, то есть удельное фарадеевское вращение принимает значение  $2 \times 10^3$  рад/см, что, учитывая более чем на порядок большее сопротивление полуметалла  $\text{SrRuO}_3$  по сравнению с ферромагнитными металлами и соотношение (12), согласуется с приведённой выше оценкой на качественном уровне. Однако для этого полуметалла ситуация более сложная, чем в рассмотренных выше плёнках металлов. Для полуметалла  $\text{SrRuO}_3$  вблизи уровня Ферми существует особая точка с пересечением зон [7] (точка Вейля), что, с одной стороны, усиливает АЭХ, терагерцовую магнитооптику и магнитооптику в средней ИК-области спектра [8], а с другой стороны, делает неприменимым соотношение (5). Для магнитного полуметалла Вейля  $\text{Co}_2\text{MnGa}$  ситуация аналогична: найдено максимальное удельное фарадеевское вращение  $3 \times 10^{-3}$  рад, что также хорошо согласуется с нашей оценкой по формулам (10) и (14), хотя, строго говоря, расчёт, основанный на соотношении (5), к данному полуметаллу неприменим.

Сравним теперь характерные значения нечётных и чётных МО-эффектов на отражении и прохождении ТИ. Как показывают наши расчёты и имеющиеся экспериментальные данные, фарадеевское вращение ферромагнитных металлов сравнимо с эффектами линейного двулучепреломления или магниторефрактивного эффекта при прохождении излучения. Однако в эффектах на прохождении ТИ через тонкие плёнки большую роль играет подложка, начинают играть роль размерные эффекты в плёнке и эффекты магнитной близости [16]. Поэтому исследование эффектов на прохождении более перспективно для полупроводников и антиферромагнетиков. МО-эффекты на отражении ТИ, как, например, экваториальный эффект Керра или магниторефрактивный эффект, экспериментально пока не изучены, но расчёты показывают, что они не малы [11]. Преимуществом такой геометрии является возможность использования достаточно толстых образцов. Важным, независимо от геометрии, является то, что наблюдаемые МО-явления на ТИ свидетельствуют о перспективах терагерцовой спинтроники.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова. Симдянова М.А. благодарит фонд «Базис» за поддержку.

- [2] Хохлов Д.Р. // *УФН* **176**, 983 (2006).
- [3] Kampfrath T., Kirilyuk A., Mangin S. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **123**, 050401 (2023).
- [4] Huisman T. J., Mikhaylovskiy R. V., Telegin A. V. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **106**, 132411 (2015).
- [5] Matsuda T., Kanda N., Higo T. et al. // *Nat. Commun.* **11**, 909 (2020).
- [6] Seifert T.S., Martens U., Radu F. et al. // *Adv. Mater.* **33**, 2007398 (2021).
- [7] Shimano R., Ikebe Y., Takahashi K.S. et al. // *EPL* **95**, 17002 (2011).
- [8] Kim M.-H., Acbas G., Yang M.-H. et al. // *Phys. Rev. B* **81**, 235218 (2010).
- [9] Han X., Markou A., Stensberg J. et al. // *Phys. Rev. B* **105**, 174406 (2022).
- [10] Lei M., Coh S. et al. // *J. Phys.: Condens. Matter* **36**, 315504 (2024).
- [11] Симдянова М.А., Грановский А.Б. // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3* **80**(4), 2540502 (2025).
- [12] Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. Москва: МГУ, 1985, с. 336.
- [13] Nagaosa N., Sinova J., Onoda S. et al. // *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
- [14] Кондорский Е.И., Ведяев А.В., Грановский А.Б., Ншанян М.А. // *Физика твёрдого тела* **18**, 1085 (1976).
- [15] Займан Дж. Принципы теории твёрдого тела. Мю: Мир, 1966, с. 416.
- [16] Скиданов В.А. // *Физика твёрдого тела* **68**(1), 114 (2026).

## Faraday Effect in Ferromagnetic Metal Films in the Terahertz Spectral Range

M.A. Simdyanova<sup>1,a</sup>, A.B. Granovskii<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Theoretical and Applied Electrodynamics Russian Academy of Sciences  
Moscow, 125412 Russia*

<sup>3</sup>*Samarkand State University, Samarkand, 140104, Uzbekistan*  
E-mail: <sup>a</sup>[marina.simdyanova3103@mail.ru](mailto:marina.simdyanova3103@mail.ru)

Within the framework of Maxwell's equations and the Boltzmann kinetic equation, expressions for Faraday rotation in ferromagnetic metal films in the terahertz spectral range are obtained. It is shown that, for the dominant skew-scattering mechanism of the anomalous Hall effect, Faraday rotation exhibits a square-root frequency dependence and may reach values of the order of  $10^2$  rad/cm. A comparison of magneto-optical effects in the terahertz spectral range in reflection and transmission geometries is presented.

PACS: 81.07.-b

*Keywords:* Faraday effect, magneto-optical effects, ferromagnetic metals, terahertz spectrum, anomalous Hall effect.

*Received* 25 May 2026.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. . Pp. .

### Сведения об авторах

1. Симдянова Марина Александровна — аспирант; e-mail: [marina.simdyanova3103@mail.ru](mailto:marina.simdyanova3103@mail.ru).
2. Грановский Александр Борисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-47-87, e-mail: [gran60@mail.ru](mailto:gran60@mail.ru).